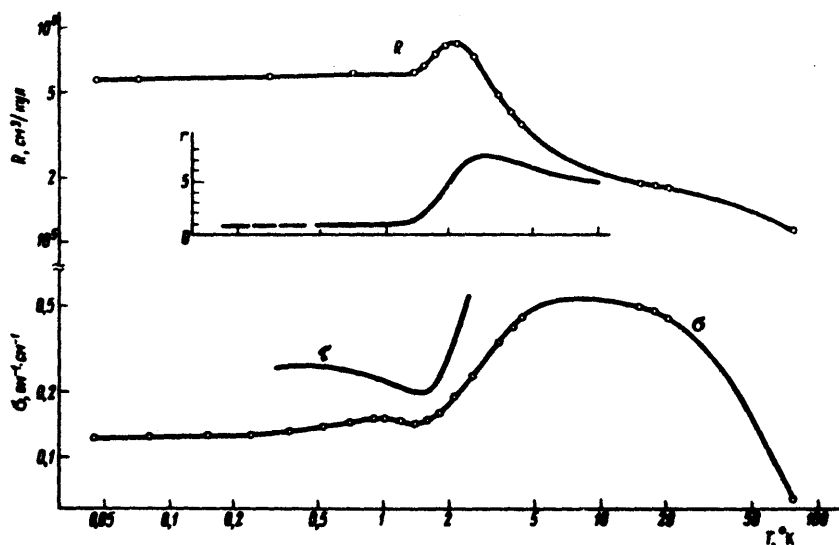


РАССЕЯНИЕ НА КВАЗИСТАЦИОНАРНОМ СОСТОЯНИИ В ТЕЛЛУРЕ

А. Г. Аронов, В. Г. Кригель, Н. И. Фарбштейн

При исследовании гальваномагнитных свойств теллура при сверхнизких температурах [1] был заменен немонотонный характер температурной зависимости электропроводности ниже 4°K [2]. Недавно немонотонное поведение $\sigma(T)$ в той же области температур наблюдалось другими авторами [3]. Тщательное исследование электропроводности серии продольных образцов теллура ($j \parallel C_3$) с минимальной концентрацией примесей (от $6,5 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$ при 77°K) выявило наличие минимума $\sigma(T)$ при $1,4 + 2,8^\circ\text{K}$. На рисунке представлен вид зависимости

$\sigma(T)$ для наиболее совершенного кристалла (с максимальной подвижностью при $T = 4,2^\circ\text{K}$). Появление этого минимума не может быть объяснено в рамках моделей известных механизмов рассеяния. Если считать, что максимум электропроводности в области $4 + 6^\circ\text{K}$ обусловлен сменой механизмов рассеяния от акустического к рассеянию на ионизированных примесях, то с понижением температуры ниже максимума электропроводность должна монотонно уменьшаться с переходом к насыщению из-за наступающего вырождения (предполагается, что концентрация не меняется с температурой, о чем свидетельствует постоянство величины коэффициента Холла в области сверхнизких температур (см. рисунок)).



Сопоставление температурных зависимостей экспериментальных величин электропроводности σ и коэффициента Холла R с расчетными величинами времени релаксации при резонансном рассеянии (в условных единицах) τ и холл-фактора γ

Для объяснения наблюдаемых при низких температурах аномалий гальваномагнитных свойств теллура ранее привлекались гипотезы о сложной структуре валентной зоны (например типа тора [1]), либо о наличии примесной зоны. В настоящее время можно считать установленным, что вблизи максимума валентная зона сравнительно проста — имеет вид четырех эллипсоидов вращения вокруг оси C_2 кристалла [4]. Гипотеза о примесной зоне в образцах с низкой концентрацией сталкивается с известными трудностями, тем более, что все аномалии усиливаются по мере уменьшения концентрации носителей тока.

В настоящей работе в качестве возможной причины появления минимума на зависимости $\sigma(T)$ предлагается рассмотреть резонансное рассеяние на квазистационарном уровне в непрерывном спектре. Такой уровень может возникнуть вследствие сложного характера потенциала

рассеяния дефекта в анизотропном кристалле. Присутствие в непрерывном спектре квазистационарного уровня с энергией E_0 и характерным временем жизни $\tau = \Gamma/\hbar$ приводит к упругому резонансному рассеянию носителей тока с временем релаксации, зависящим от энергии E в окрестностях E_0 по закону

$$\frac{1}{r_p} = \frac{2\sqrt{2}\pi n_0 \hbar^2}{(m^*)^{3/2} E^{1/2}} \frac{\Gamma^2/4}{(E - E_0)^2 + \Gamma^2/4}.$$

Здесь мы полагаем, что существенно только s -рассеяние, $\alpha(2m^*kT)^{1/2}/\hbar \ll 1$ и опускаем члены, связанные с потенциальным рассеянием на том же центре (α – амплитуда потенциального s -рассеяния) [5]. На рисунке представлены результаты расчета температурной зависимости усредненного времени релаксации $\langle \tau \rangle$ для следующих параметров резонансного уровня: $E_0 = 6^\circ\text{K}$; $\Gamma/2 = 1,4^\circ\text{K}$. Видно, что с помощью резонансного рассеяния можно объяснить появление минимума на кривой электропроводности. Если учесть наличие других типов рассеяния (на колебаниях решетки, потенциального и кулоновского), то можно количественно описать наблюдаемые зависимости. При этом оказывается, что для образцов с низкой концентрацией дырок резонансное рассеяние при $T < 4^\circ\text{K}$ является доминирующим. Полученная при таком расчете концентрация рассеивающих центров $n_0 = 2 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$. Сразу же отметим, что параметр, позволяющий не учитывать интерференцию рассеяния на разных центрах $n_0 f^3 \ll 1$ (f – амплитуда резонансного рассеяния), в нашем случае выполняется даже в условиях резонанса, когда амплитуда рассеяния максимальна и равна длине волны электрона с резонансной энергией. По этому же параметру малы и поправки к плотности состояний за счет резонансного рассеяния, которые не учитывались в проведенном расчете.

Численным интегрированием на ЭЦМ был найден холл-фактор $r = \langle \tau^2 \rangle / \langle \tau \rangle^2$ для чисто резонансного рассеяния при тех же значениях E_0 и $\Gamma/2$. Температурная зависимость $r(T)$ изображена на рисунке. В максимуме холл-фактор весьма велик: $r_{\text{max}} \approx 7$. Такое большое значение r может явиться причиной, обнаруженной ранее на аналогичных образцах сильной полевой и температурной зависимости коэф. ф.циента Холла [1 – 3]. Наличие других механизмов рассеяния, естественно снижает величину r в максимуме, не меняя характера кривой. Интересно отметить, что в соответствии с экспериментом расчетный минимум электропроводности находится при меньшей температуре, чем максимум холл-фактора.

В работе [1] была приведена концентрационная зависимость подвижности μ в условиях сильного вырождения ($T = 0,1^\circ\text{K}$). Если связать наличие минимума $\mu(n)$ с резонансным рассеянием, то анализ экспериментальной зависимости подвижности в направлении оси C_3 от энергии Ферми приводит к величине $E_0 = 8^\circ\text{K}$, что находится в хорошем согласии с величиной E_0 , найденной по температурной зависимости σ . В настоящее время проводится детальный анализ всей совокупности экспериментальных данных, с учетом особенностей резонансного рассеяния при $E \rightarrow 0$.

Что касается природы квазистационарного уровня, то, по-видимому, он связан с нейтральными дефектами, роль которых в T_e уже отмечалась ранее [6]. Исследование образцов с различной подвижностью при малой концентрации дырок показало, что при снижении подвижности (увеличении количества дефектов) минимум несколько расплывается, сохраняя примерно ту же относительную величину. Если же повышать концентрацию дырок у образцов с высокой подвижностью, то уже при $p = 2,5 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$ минимум исчезает и кривая приобретает обычный вид.

Таким образом гипотеза о резонансном рассеянии дырок позволяет последовательно объяснить наиболее резко выраженные низкотемпературные аномалии гальваномагнитных коэффициентов T_e .

Авторы благодарны Г.Е.Пикусу и С.С.Шалыту за полезное обсуждение и постоянный интерес к работе.

Институт полупроводников
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
22 июля 1971 г.

Литература

- [1] В.А.Носкин, И.И.Фарбштейн, С.С.Шалыт. ФТТ, 10, 1112, 1968.
 - [2] В.А.Носкин. Канд. дисс. ИПАН СССР, 1968.
 - [3] S. Tanaka, K. Takita, T. Nagiware. Proc. of LT-12, Kyoto, 1970.
 - [4] M. Hulin. Proc. Intern. Conf. of Semicond., Cambridge, 1970.
 - [5] Л.Д.Ландау, Е.М.Лифшиц. Квантовая механика. Физматгиз, Москва, 1963.
 - [6] Р.В.Парфеньев, И.И.Фарбштейн, С.С.Шалыт. ФТТ, 11, 2926, 1960.
-